

页岩气滑脱、扩散传输机理耦合新方法

李亚雄 刘先贵 胡志明 高树生 端祥刚 常进

A new method for the transport mechanism coupling of shale gas slippage and diffusion

Li Ya-Xiong Liu Xian-Gui Hu Zhi-Ming Gao Shu-Sheng Duan Xiang-Gang Chang Jin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 114702 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.114702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.114702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

液态锂在铜的微通道中的流动行为

The flow behavior of liquid Li in Cu micro-channels

物理学报.2016, 65(10): 104705 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104705>

平衡接触角对受热液滴在水平壁面上铺展特性的影响

Influence of equilibrium contact angle on spreading dynamics of a heated droplet on a horizontal plate

物理学报.2016, 65(10): 104704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104704>

具有聚电解质层圆柱形纳米通道中的电动能量转换效率

Electrokinetic energy conversion efficiency in a polyelectrolyte-grafted nanotube

物理学报.2016, 65(8): 084704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.084704>

微扩张管道内幂律流体非定常电渗流动

Electroosmotically-driven flow of power-law fluid in a micro-diffuser

物理学报.2016, 65(3): 034702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.034702>

非对称弯曲微流道中粒子惯性聚焦动态过程及流速调控机理研究

Dynamic process and flow-rate regulation mechanism of particle inertial focusing in an asymmetric ally curved microchannel

物理学报.2015, 64(18): 184703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184703>

页岩气滑脱、扩散传输机理耦合新方法*

李亚雄^{1)2)3)†} 刘先贵²⁾³⁾ 胡志明²⁾³⁾ 高树生²⁾³⁾ 端祥刚²⁾³⁾ 常进²⁾³⁾

1)(中国科学院大学, 北京 100049)

2)(中国科学院渗流流体力学研究所, 廊坊 065007)

3)(中国石油勘探开发研究院廊坊分院, 廊坊 065007)

(2016年10月17日收到; 2017年3月31日收到修改稿)

针对页岩气流动计算中所用耦合机理不同的现状, 且为了厘清滑脱和各种扩散之间的关系, 首先采用理论分析和数学模型的方法, 根据定义和微观运动机制对滑脱和各种扩散进行了分析, 然后在考虑吸附层页岩气分子所占空间对气体流动影响的情况下, 提出了“壁联扩散”的概念来表征克努森扩散和表面扩散的总效应, 并指出壁联扩散和滑脱效应等同, 由此提出了壁联扩散和滑脱效应在流动计算中可互换而不重复叠加的耦合新方法. 实例验证表明, 当毛细管半径从 5 nm 增大到 2000 nm, 壁联扩散和滑脱效应的质量通量相对误差较小, 在绝大部分范围内都小于 10%, 且在整个孔径范围内两者平均值相差 $1.4 \times 10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, 即平均值的相对误差仅为 5.8%, 该方法可以满足工程计算的需要. 考虑到参数选取、机理数学模型有待完善等方面的影响, 新方法的论证存在进一步提升的空间. 壁联扩散的提出具有实际开发意义和多重研究意义, 耦合新方法的提出阐明了滑脱和各种扩散之间的关系, 防止了页岩纳米级孔隙中流动机理的重复叠加, 能较好改变页岩气流动计算耦合方法不一致的现状, 为页岩气开发定量计算指明新方向.

关键词: 页岩气, 扩散, 壁联扩散, 滑脱

PACS: 47.61.-k, 47.57.eb, 47.45.Gx, 51.10.+y

DOI: 10.7498/aps.66.114702

1 引言

页岩气是指主要以游离或吸附状态聚集在富含有机质的暗色泥页岩或高碳泥页岩中的自生自储天然气^[1,2]. 全球页岩气资源量为 $456.24 \times 10^{12} \text{ m}^3$ ^[3], 其中我国的页岩气资源非常丰富, 大约为 $26 \times 10^{12} \text{ m}^3$ ^[3]. 页岩气藏具有超低渗透率, 其渗透率的范围为 10^{-9} — $10^{-3} \mu\text{m}^2$ ^[4,5], 对页岩气藏岩性特性分析表明, 主要的纳米孔径范围为 5—200 nm^[4,6], 因此具有低孔渗性. 常规油气藏中, 可压缩流体在孔隙介质中常用的流动方程适用于几十至几百微米的孔隙介质, 但是对于页岩气

藏, 其纳米孔隙发育, Darcy 渗透率不再适用^[7]. 且部分气体吸附于储层岩石颗粒表面以吸附态存在于储层中^[8], 在纳米和分子量级, 存在以下几种气体形式: 孔隙中的自由气、孔壁的吸附气和在干酪根中的溶解气^[9,10], 如图 1^[11]所示. 页岩气复杂的赋存形式更加增大了其研究难度. 事实上, 水力压裂裂缝的渗透率比页岩基质高几个数量级, 基质中的气体流动才是长期生产速度的制约因素^[9]. 因此, 为了更加高效地进行页岩气的开发, 需要重点对页岩基质中的流动规律进行研究. 不同于常规气藏, 除了达西定律, 页岩基质纳米级孔隙中还存在着滑脱、菲克扩散、克努森扩散等流动机制, 对于这几种机理如何进行耦合还没有形成统一的观点.

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB228000)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 18510284051@163.com

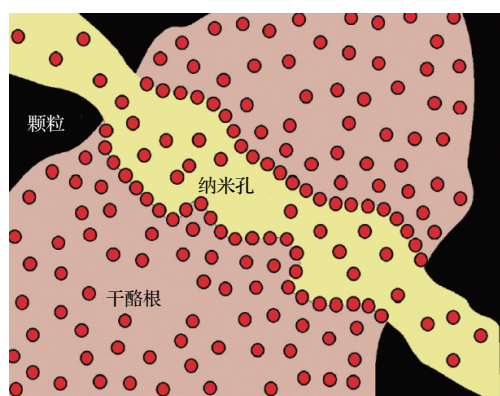
图1 页岩气分子纳米孔赋存示意图^[11]

Fig. 1. Diagrammatic sketch of shale gas molecules in a nanopore^[11].

目前的研究中,页岩气各种传输机理的耦合方法各有差异. Javadpour^[11]提出了考虑克努森扩散和滑脱双重作用的表现渗透率计算公式. Shabro等^[12]建立了同时考虑干酪根中溶解气扩散、滑脱、克努森扩散和Langmuir解吸的预测页岩气产量的算法. Wu等^[13]、吴克柳等^[14]、Haghshenas等^[15]也考虑了克努森扩散和滑脱的耦合. 宋洪庆等^[16]在纳米孔隙中考虑了达西渗流和克努森扩散,将二者线性叠加得到纳米孔中的流动通量. Mi等^[17]、糜利栋等^[18]在不同克努森数 Kn 的条件下分别考虑了不同的扩散形式,有克努森扩散、过渡扩散和菲克扩散三种形式,采用气体扩散系数进行数学表征,而气体滑脱效应采用气体滑脱修正系数进行数学表征,并将扩散和滑脱进行线性耦合得出基质渗透率的数学表达式. 艾爽等^[19]在页岩基质的数学模型中,将达西速度和滑脱速度线性叠加,并引入表现渗透率对此进行描述. Li等^[20]将连续流、滑移流、过渡流和自由分子流进行线性耦合. Jia等^[21]在基质流动中考虑了吸附解吸、达西流和菲克扩散作用,其中将达西流和菲克扩散线性叠加得出表现渗透率的表达式. Yin等^[3]建立了双重介质数学模型,除了考虑等温吸附解吸、滑脱效应和菲克扩散,还考虑了启动压力梯度,建立基质和裂缝的质量守恒方程,用有限差分解出的产量和某一生产实际相比相对误差小于5%.

由此可见,目前的研究中页岩气在纳米孔中的传输规律具有不同的耦合形式,不同的研究考虑的流动机理并不相同. 其中比较突出的方面是页岩气的各种流动机理,如滑脱、菲克扩散、克努森扩散等之间存在怎样的关系,以及在具体的流动计算中上述各种机理是否存在重复叠加的问题和如何处

理它们之间的关系等,关系到页岩基质中流动能力及可动性的正确估算,从而成为页岩气开发过程中的关键之一. 对于以上问题,目前的文献还没有给出答案. 因此,本文首先根据微观运动机制和数学模型对滑脱和各种扩散进行分析,并推导出有效半径的数学表达式,然后提出“壁联扩散”的概念和滑脱、扩散传输机理耦合新方法,最后用实际页岩气藏的数据及相关数学模型对上述方法进行分析.

2 理论基础与新方法的提出

2.1 滑脱传输表征

文献^[22,23]提出根据克努森数 Kn 的取值范围可以把流体的流态分为四类: $Kn < 10^{-3}$ 为连续流态; $10^{-3} < Kn < 10^{-1}$ 为滑移流态; $10^{-1} < Kn < 10$ 为过渡流态; $Kn > 10$ 为自由分子流态. 页岩气纳米孔气体传输机理包括纳米孔体相气体传输和吸附气表面扩散,而纳米孔体相气体传输机理包括连续流动、滑脱流动、过渡流和克努森扩散^[14,22,24].

当用气体测量岩石的渗透率时,测量结果不仅比液测值高,而且还出现了较强的压力依赖性. 1941年Klinkenberg^[25]最早发现了该现象,并把该现象归因于气体在岩石孔隙中的滑脱行为所致,此即所谓的滑脱效应或Klinkenberg效应^[26]. 所以“滑脱效应”使得岩心样品的气测渗透率大于液测渗透率. 后来很多学者通过实验对Klinkenberg滑脱因子进行修正,或者引入克努森参数校正^[22]. 根据钱学森对不同 Kn 数的气体流动所做的特性划分^[27],朱光亚等^[28]认为Klinkenberg方程的理论基础仅适用于 $Kn = 0.01—0.1$ 的流动范围,在这一流动区域中,控制流动的方程仍然是经典流体动力学的Navier-Stokes (N-S)方程,在物面上必须应用速度滑移和非等温条件下温度跳跃的边界条件. 而当 $Kn > 0.1$ 时,在这一流动区域中,流体分子平均自由程与连续介质的特征长度属同一量阶,气体分子间的碰撞和气体分子与物面间的碰撞对气体运动的影响具有同等重要的意义,连续介质假设^[29]已不再成立.

从具体含义上来看,气体滑脱指气体在介质孔道流动中出现的近孔道壁面气体分子对壁面发生相对运动的现象^[30]. 气体滑脱流动的本质是由于气体分子与孔道固壁的作用使得气体在孔道固壁

附近的各个气体分子都处于运动状态,且贡献一个附加通量,从而在宏观上表现为气体在孔道壁上具有非零速度,产生滑脱流量^[28,31]. 气体滑脱效应可以表示为图2,一部分分子以一个大于零的速度沿着壁面运动,另一部分页岩气分子与孔壁发生碰撞后,以某一速度反弹,在壁面附近速度方向与壁面相切或与壁面成某一非零角度,这两部分分子共同构成了壁面附近由于滑脱作用而处于运动状态的气体分子.

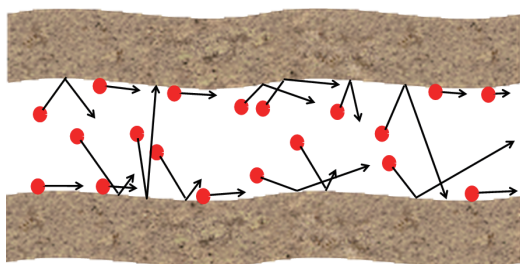


图2 滑脱效应示意图

Fig. 2. Diagrammatic sketch of slippage effect.

圆管中理想气体层流的质量通量为^[11]

$$J_a = -\frac{r^2 \rho_{avg}}{8\mu} \nabla p, \quad (1)$$

式中 J_a 为圆管中理想气体层流的质量通量($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$); r 为流管半径(m); ρ_{avg} 为平均密度($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$); μ 为气体黏度($\text{Pa}\cdot\text{s}$); p 为压力(Pa).

滑脱流动使得孔隙中的天然气渗流更易进行. Brown等^[32]引入一个 F 因子,校正流管中滑移速度,即

$$F = 1 + \left(\frac{8\pi RT}{M}\right)^{0.5} \frac{\mu}{p_{ave} r} \left(\frac{2}{\alpha} - 1\right), \quad (2)$$

式中 F 为滑移速度校正因子; R 为通用气体常数($\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$); T 为绝对温度(K); M 为分子量($\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$); p_{ave} 为孔隙进出口压力的平均值(Pa); α 为角动量调节系数,页岩中需要相应的测试实验来确定.

所以滑脱流态下的总质量通量为

$$\begin{aligned} J_t &= -F \frac{r^2 \rho_{avg}}{8\mu} \nabla p \\ &= -\left[1 + \left(\frac{8\pi RT}{M}\right)^{0.5} \frac{\mu}{p_{ave} r} \left(\frac{2}{\alpha} - 1\right)\right] \\ &\quad \times \frac{r^2 \rho_{avg}}{8\mu} \nabla p, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 J_t 为滑脱流态下的总质量通量($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

因此,相较于达西连续流动,由于滑脱效应而导致的流量为

$$\begin{aligned} J_h &= J_t - J_a \\ &= -\left(\frac{8\pi RT}{M}\right)^{0.5} \left(\frac{2}{\alpha} - 1\right) \frac{r \rho_{avg}}{8p_{ave}} \nabla p, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 J_h 为因滑脱效应而导致的流量($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

文献^[10]认为多孔介质由一定百分比的开放孔隙(孔隙度)和导致流路径长于直线路径的互连网络(迂曲度)所组成,则 J_h 的修正形式如下:

$$\begin{aligned} J_{hm} &= \frac{\phi}{\tau} J_h \\ &= -\frac{\phi}{\tau} \left(\frac{8\pi RT}{M}\right)^{0.5} \left(\frac{2}{\alpha} - 1\right) \frac{r \rho_{avg}}{8p_{ave}} \nabla p, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 J_{hm} 为 J_h 的修正形式($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$); ϕ 为页岩孔隙度; τ 为迂曲度; ϕ/τ 为孔隙度-迂曲度因子.

2.2 扩散传输表征

2.2.1 克努森扩散

当 $Kn \geq 10$ 时,分子的平均自由程大于孔隙直径,此时页岩气分子和孔隙壁之间的碰撞占主导地位,而分子之间的碰撞退居次要地位,此即克努森扩散^[17,18,33]. 克努森扩散示意图如图3.

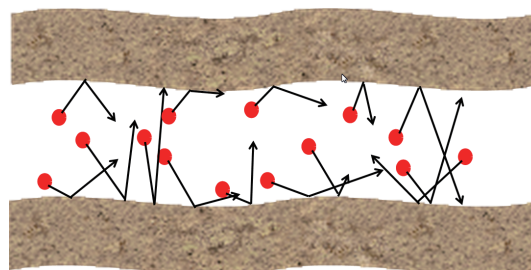


图3 克努森扩散示意图

Fig. 3. Diagrammatic sketch of Knudsen diffusion.

纳米孔隙中克努森扩散可以表达成压力梯度的函数,忽略黏性作用,页岩气质量通量为^[10]

$$J_D = -\frac{MD_K}{RT} \nabla p, \quad (6)$$

式中 J_D 为克努森扩散质量通量($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$); D_K 为克努森扩散系数($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$).

克努森扩散系数 D_K 定义为^[10,34-40]

$$D_K = \frac{2r}{3} \left(\frac{8RT}{\pi M}\right)^{0.5}. \quad (7)$$

同理, 用 ϕ/τ 对克努森扩散通量进行修正:

$$J_{Dm} = \frac{\phi}{\tau} J_D = -\frac{2r\phi M}{3\tau RT} \left(\frac{8RT}{\pi M}\right)^{0.5} \nabla p, \quad (8)$$

式中 J_{Dm} 为 J_D 的修正形式 ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

2.2.2 菲克扩散

页岩气分子在浓度差的作用下, 游离相页岩气从高浓度区向低浓度区运动, 称为菲克扩散^[41]. 当 $Kn \leq 0.1$ 时, 孔隙直径远大于甲烷气体分子的平均自由程, 这时甲烷气体分子的碰撞主要发生在自由甲烷气体分子之间, 而分子和毛细管壁的碰撞机会相对较少, 此类扩散遵循菲克定理, 称为菲克型扩散^[17,18,33]. 菲克扩散示意图如图 4.

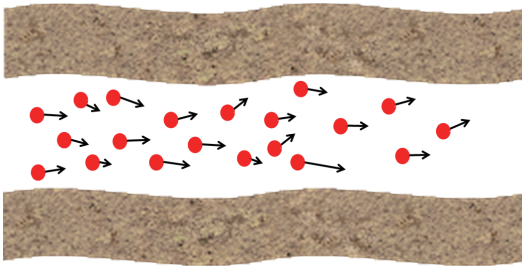


图 4 菲克扩散示意图

Fig. 4. Diagrammatic sketch of Fick's diffusion.

菲克第一定律表示每个时刻基质块中各处气体浓度相等, 气体扩散速度与内外浓度差呈线性关系. 扩散方程为^[1,42]

$$\frac{\partial V}{\partial t} = F_s D (V_E - V), \quad (9)$$

式中 V 为气体浓度 ($\text{m}^3\cdot\text{m}^{-3}$); t 为时间 (s); F_s 为基质块的形状因子 (m^{-2}); D 为菲克扩散系数 ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$); V_E 为裂缝壁面气体浓度 ($\text{m}^3\cdot\text{m}^{-3}$).

菲克第二定律表示基质块中气体浓度分布为时间和位置的函数, 扩散方程为^[42]

$$D \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \phi \frac{\partial V}{\partial t}, \quad (10)$$

式中 ϕ 为基质孔隙度.

2.2.3 过渡扩散

当 $0.1 < Kn < 10$ 时, 孔隙直径与甲烷气体分子的平均自由程相近, 分子之间的碰撞和分子与壁面的碰撞同样重要, 因此此时的扩散为介于菲克型扩散与克努森扩散之间的过渡型扩散^[17,18,33].

Mi 等^[17]、糜利栋等^[18]、陈强等^[43] 由菲克扩散和克努森扩散扩散系数的调和平均得到过渡扩散的扩散系数. 而文献^[40] 运用通过实验研究得出的

权重系数将黏性流和自由分子流进行耦合得出过渡流的质量流量. 关于过渡流的模型正处于研究之中, 目前还没有一种被广泛采用的过渡流表达式.

2.2.4 表面扩散

吴克柳等^[44] 认为不论是气-固吸附系统, 还是液-固吸附系统, 表面扩散对多孔介质中流体的质量传输均具有重要作用. 盛茂等^[45] 认为由于活性炭纳米管与干酪根微-纳米孔隙在物质组成(碳质)和结构(微-纳米孔)方面类似, 且气体在活性炭纳米管中的流动存在表面扩散的现象已被实验证实^[46], 由此可推测表面扩散可能是页岩气传质的重要方式之一, 并利用 Langmuir 滑脱边界条件推导了考虑页岩吸附层对气体滑脱影响的滑脱流动质量通量计算式. 众多学者研究表明, 页岩吸附气量用单层吸附的 Langmuir 等温式计算更加合理^[1,47-50]. 因此, 跳跃模型更加适合页岩纳米孔吸附气表面扩散的研究^[44]. 跳跃模型假设吸附气分子是从孔隙表面一吸附位跳跃到相邻吸附位, 这也视为吸附气分子的活化过程. 如果吸附气分子获得足够的能量, 并越过两个相邻吸附位之间的能量障碍, 则活化过程发生, 吸附气发生表面扩散. 表面扩散是扩散粒子在吸附位之间随机跳跃的连续过程, 其中每一个跳跃都需要最小的活化能并经历活化过渡态, 活化能与扩散粒子和孔隙表面的吸附能有关, 常呈正比关系^[44]. 图 5 为表面扩散的示意图.

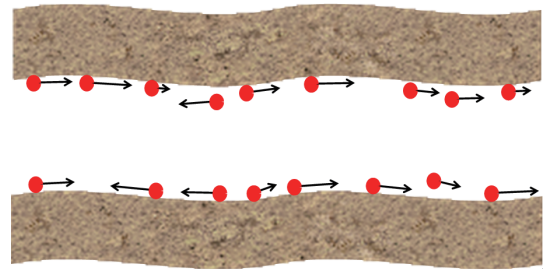


图 5 表面扩散示意图

Fig. 5. Diagrammatic sketch of surface diffusion.

依据文献^[45], 表面扩散质量通量可写为

$$J_s = -D_s \frac{(1-\phi)C_\mu}{p} \nabla p, \quad (11)$$

其中 J_s 为表面扩散质量通量 ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$); D_s 为零负荷下的表面扩散系数 ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$); C_μ 为页岩吸附质浓度 ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$).

Sladek 等^[51] 根据 30 组气-固系统的数据拟合出的表面扩散系数公式为

$$D_s = 0.016 \times 10^{-4} \times \exp\left(-\frac{0.45\Delta H}{mRT}\right), \quad (12)$$

ΔH 为等量吸附热 ($\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$); m 为根据吸附键的种类而定的常数, 由文献^[51] 对吸附键的分类, 选择吸附质为非极性、固体吸附剂为导体的组合, 所以此处 $m = 1$.

页岩吸附质浓度可用 Langmuir 吸附方程表示如下:

$$C_\mu = \frac{\rho_s M}{V_{\text{std}}} \frac{q_L p}{p_L + p}, \quad (13)$$

其中 ρ_s 为页岩基质密度 ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$); V_{std} 为标准状态下的气体摩尔体积 ($\text{m}^3\cdot\text{mol}^{-1}$); q_L 为 Langmuir 体积 ($\text{m}^3\cdot\text{kg}^{-1}$); p_L 为 Langmuir 压力 (Pa).

所以,

$$J_s = -0.016 \times 10^{-4} \exp\left(-\frac{0.45\Delta H}{RT}\right) \times (1 - \phi) \frac{\rho_s M}{p V_{\text{std}}} \frac{q_L p}{p_L + p} \nabla p. \quad (14)$$

2.3 滑脱、扩散机理耦合新方法

在页岩纳米级小孔隙中, 当考虑吸附层页岩气分子的大小对气体流动的影响, 由 Langmuir 等温吸附方程可得

$$\frac{V_a}{V_L} = \frac{p}{p_L + p}, \quad (15)$$

其中 V_a 为吸附体积 (m^3); V_L 为 Langmuir 体积 (m^3).

假设页岩气全部由甲烷组成, 对于平行毛管束所组成的多孔介质, 流动发生在圆柱状毛细管中, Langmuir 等温吸附理论为单分子层吸附, 当吸附体积达到最大值时, 假定此时相邻分子之间的间隙可以忽略. 而当某一压力下气体分子吸附在页岩壁面时, 设此时气体分子的存在对实际流动区域的影响和与该压力下吸附气体总体积相同的一层等厚无间隙且铺满孔壁的等效吸附层相同, 则得

$$V_a = 2\pi r_1 d_{\text{me}} L + 2\pi r_2 d_{\text{me}} L + \cdots + 2\pi r_n d_{\text{me}} L \\ = 2\pi L d_{\text{me}} \sum_{i=1}^n r_i, \quad (16)$$

$$V_L = 2\pi r_1 d_m L + 2\pi r_2 d_m L + \cdots + 2\pi r_n d_m L \\ = 2\pi L d_m \sum_{i=1}^n r_i, \quad (17)$$

其中 r_i 为第 i 个毛管的半径 (m); d_m 为甲烷的分子直径 (m); d_{me} 为压力为 p 时的等效吸附层厚度 (m); L 为平行毛管束的长度 (m); n 为毛管数.

由 (15), (16) 和 (17) 式得

$$\frac{V_a}{V_L} = \frac{2\pi L d_{\text{me}} \sum_{i=1}^n r_i}{2\pi L d_m \sum_{i=1}^n r_i} = \frac{d_{\text{me}}}{d_m} = \frac{p}{p_L + p}, \quad (18)$$

即

$$d_{\text{me}} = \frac{p}{p_L + p} d_m. \quad (19)$$

故孔隙的有效半径为

$$r_e = r - d_{\text{me}} = r - \frac{p}{p_L + p} d_m, \quad (20)$$

其中 r_e 为有效半径 (m).

将 (20) 式代入 (5) 和 (8) 式, 得到考虑吸附层厚度影响的滑脱效应和克努森扩散通量表达式:

$$J_{\text{hm(re)}} = -\frac{\phi}{\tau} \left(\frac{8\pi RT}{M}\right)^{0.5} \left(\frac{2}{\alpha} - 1\right) \frac{r_e \rho_{\text{avg}}}{8p_{\text{ave}}} \nabla p \\ = -\frac{\phi}{\tau} \left(\frac{8\pi RT}{M}\right)^{0.5} \left(\frac{2}{\alpha} - 1\right) \\ \times \left(r - \frac{p}{p_L + p} d_m\right) \frac{\rho_{\text{avg}}}{8p_{\text{ave}}} \nabla p, \quad (21)$$

$$J_{\text{Dm(re)}} = -\frac{2r_e \phi M}{3\tau RT} \left(\frac{8RT}{\pi M}\right)^{0.5} \nabla p \\ = -\left(r - \frac{p}{p_L + p} d_m\right) \frac{2\phi M^{0.5}}{3\tau (RT)^{0.5}} \\ \times \left(\frac{8}{\pi}\right)^{0.5} \nabla p. \quad (22)$$

克努森扩散和表面扩散都与气-固相之间在界面处的作用有关, 其中克努森扩散是气体分子和壁面产生碰撞以后所发生的扩散作用, 表面扩散是气体分子在孔隙表面吸附位之间连续跳跃的过程, 两者的作用都是导致气体分子在壁面周围的运移速度不为零, 这与滑脱现象的本质是一致的, 如果提出新名词——“壁联扩散”来表征表面扩散和克努森扩散的综合效应, 则可从以上微观运动机制的分析得出壁联扩散与滑脱效应等同的结论, 并提出一种滑脱和扩散耦合方法的新认识, 即在页岩气纳米孔中壁联扩散和滑脱效应对总流动的贡献相同, 亦即在流动计算中两种机制互不叠加且可相互替换, 如图 6 所示. 所以, 在目前研究中出现的将克努森扩散和滑脱进行叠加耦合, 或将滑脱和表面扩散进

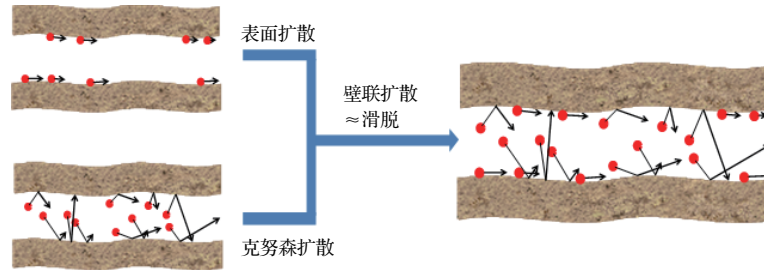


图6 壁联扩散和滑脱关系图

Fig. 6. Relationship between wall-associated diffusion and slippage effect.

行叠加, 抑或将三者都考虑在传输机制中的计算方法, 都将导致重复叠加的问题. 出现这种现象的原因归根究底源于人们对滑脱和几种扩散之间相互联系认识的缺失, 从而因为各种机理名称的不同各持己见所致. 壁联扩散的概念以及耦合新方法的提出能够厘清滑脱和各种扩散之间的关系, 在页岩气计算中统一所需考虑的流动机制, 避免纳米级孔隙中流动机理的重复叠加, 从而较好地改变页岩气流动耦合方法不一致的现状, 为页岩气开发工作中的定量计算指明新方向.

因此由上述及 (14), (21) 和 (22) 式可得:

$$\begin{aligned}
 & J_{\text{hm(re)}} \\
 &= -\frac{\phi}{\tau} \left(\frac{8\pi RT}{M} \right)^{0.5} \left(\frac{2}{\alpha} - 1 \right) \left(r - \frac{p}{p_L + p} d_m \right) \\
 &\quad \times \frac{\rho_{\text{avg}}}{8p_{\text{ave}}} \nabla p \\
 &\approx -0.016 \times 10^{-4} \exp \left(-\frac{0.45\Delta H}{RT} \right) \\
 &\quad \times (1 - \phi) \frac{\rho_s M}{pV_{\text{std}}} \frac{q_L p}{p_L + p} \nabla p \\
 &\quad + \left[-\left(r - \frac{p}{p_L + p} d_m \right) \frac{2\phi M^{0.5}}{3\tau(RT)^{0.5}} \left(\frac{8}{\pi} \right)^{0.5} \nabla p \right] \\
 &= J_b, \tag{23}
 \end{aligned}$$

其中 J_b 为壁联扩散质量通量 ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

3 耦合方法实例分析

依据文献 [45, 52—55], 参考典型页岩气藏 Barnett 页岩参数作为基础数据: 毛细管半径为 $5 \times 10^{-9} \sim 2 \times 10^{-6} \text{ m}$; 原始地层压力为 $2 \times 10^7 \text{ Pa}$; 页岩孔隙度为 5%; 甲烷气的动力黏度为 $1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$; 地层温度为 366.5 K; 页岩密度为 $2500 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$; Langmuir 体积 $0.0027 \text{ m}^3\cdot\text{kg}^{-1}$; Langmuir 压力为 $2.46 \times 10^6 \text{ Pa}$; 页岩等量吸附热

为 $8000 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}$; $\tau = 1$; $\alpha = 0.8$; $M = 0.016 \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$; $d_m = 0.4 \times 10^{-9} \text{ m}$; $L = 50 \text{ m}$; $R = 8.3144621 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$; 由温压条件根据 REF-PROP 软件得 $\rho_{\text{avg}} = 84.176 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. 分别得出质量通量随孔径的变化曲线、滑脱和壁联扩散质量通量平均值对比图和质量通量相对误差随孔径的变化曲线如图 7—图 9 所示.

3.1 结果与讨论

从图 7 可知, 在毛管半径从 5 nm 到 2000 nm 逐渐增大的过程中, 壁联扩散和滑脱效应的变化范围分别为 $1.39 \times 10^{-7} \sim 4.88 \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $1.07 \times 10^{-7} \sim 4.60 \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, 而相应条件下滑脱效应和壁联扩散的扩散通量相差 $3.21 \times 10^{-8} \sim 2.77 \times 10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. 从图 9 可见, 相对误差随着毛管半径的增大而逐渐减小. 半径为 2000 nm 时, 最小相对误差为 5.7%. 半径为 50 nm 处, 相对误差曲线存在拐点, 即拐点之前曲线迅速下降, 拐点之后曲线降低速度急速减缓, 相对误差趋于平稳, 其中拐点处的相对误差为 7.6%. 在半径为 18—2000 nm 范围内, 相对误差都在 10% 以下. 当半径为 5 nm 时, 最大相对误差达到 23.1%. 半径小于 10 nm 的范围内, 相对误差明显大于其他范围的数值, 原因可能是微尺度流动中, 由于不同壁面力场的叠加 [56], 甲烷在微孔中的吸附不是简单的单层吸附, 而是以填充方式进行 [57], 孔隙微尺度效应显著增强, 导致发生表面扩散和克努森扩散的气体不再受到通常情况下单一壁面作用力的影响, 从而滑脱和壁联扩散公式对气体流动的描述与实际产生更大偏差, 由于两公式从不同的角度建立, 相同微尺度条件下产生的偏差也会不同, 这很可能是导致此时滑脱效应和壁联扩散的数学模型一致性变差的主要原因. 分析图中的曲线趋势可知, 在半径小于 5 nm 的孔道中, 滑脱效应和壁联

扩散的相对误差会进一步加大,这也与微尺度效应的进一步增强有关.但同时应看到,由于此时力场叠加作用使数学模型对实际流动的描述能力也在下降,因此耦合方法在小于5 nm孔隙中的适用性还不能做出定论.由于在上述所选取参数的计算中,表面扩散通量与孔径无关,因此随着孔径逐渐变大,克努森扩散通量的增量大于滑脱效应通量的增量,这说明在所研究的条件下,相较于滑脱效应,克努森扩散对孔径的变化更加敏感,所以在研究孔径变化对流量的影响时,应更加注意克努森扩散的相应变化对流量的影响.在质量通量随着孔径变化的过程中,图7中的曲线为近似过原点的直线,因此在所研究的大部分孔径范围内,页岩气吸附层分子所占的空间对于流动的影响较小,只有在孔径与页岩气分子直径量级相当时,吸附层才会对页岩气的流动传输产生显著的影响.这说明在实际页岩气藏的计算中,需要评估页岩孔径分布情况,如果某一开发区域页岩在几纳米量级或更小范围内的孔径普遍存在且体积百分数可观,则应该使用有效半径的计算方法,使计算结果更加可信,反之则无需考虑有效半径的概念.图7中的两条曲线整体上比较接近,从图8和图9可以看出,随着孔径变化,滑脱和壁联扩散的相对误差总体上维持在很低的水平,同样在整个孔径范围内所得到的滑脱效应和壁联扩散通量的平均值也很接近,仅相差 $1.4 \times 10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$,即平均值的相对误差只有5.8%.

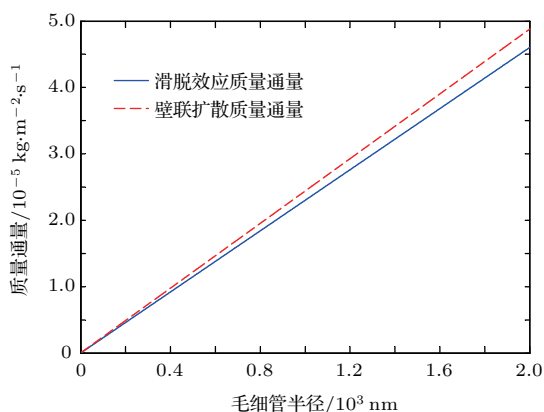


图7 质量通量随孔径的变化曲线

Fig. 7. Graph of mass flux vs aperture.

本文基础数据来源于实际页岩气藏,上述流量的结果证明,在页岩微孔的耦合流动计算中,将滑脱效应和壁联扩散视为具有同等效应的流动机理可以满足工程计算的需要.而两者在所研究的

孔径范围内仍然有一定的相对误差,分析有如下几点原因: 1) 目前页岩气流动计算相关参数的缺乏,例如对于角动量调节系数 α ,目前未见专门针对页岩的角动量调节系数测试实验, α 与页岩气在流管管壁上扩散反射与镜面反射有关,其变化范围为0—1,只能借助已有类似实验结果,例如 N_2 , Ar, CO_2 在硅微管中的结果^[55]来类比甲烷与实际页岩储层的作用,这显然会导致结果的偏差,因此今后随着页岩气角动量调节系数测试实验或分子模拟等研究的开展,可以为结论提供更可靠的依据;目前关于页岩气表面扩散系数详细数据的报道也很少见,因此本文借用Sladek等^[51]根据30组气-固系统的数据拟合出的表面扩散系数公式套用到页岩气流动计算中,这也会导致验证结果的偏离;所以从目前页岩气微尺度流动相关领域的研究进展来看,很多基础数据仍然匮乏,关于页岩油气扩散的分子模拟研究工作正在持续开展^[58,59],相关实验或模拟的跟进可以更好地促进对页岩气流动机理的认识; 2) 数学模型有待改进,气体相对于液、固等状态的物质而言,最大的特点是具有压缩性,温压等因素的变化对其影响不可忽略,页岩气高温高压的赋存环境与常见气体的温压状态有很大区别,而目前页岩气开发工作者所运用的计算公式基本上都不是针对页岩气的特点推导而来的,例如相关理论的建立是用来解释极低压下稀薄气体的,相关模型也是在亚大气压(接近真空)条件下进行验证或发展而来的^[60],故在使用上必将产生偏差,因此有必要建立针对页岩气流动特点的独立的一套数学模型体系.可以预见随着页岩气开发研究的进一步深入,利用更加严谨的参数来验证滑脱和各种扩散耦合新方法会产生更加满意的结果.

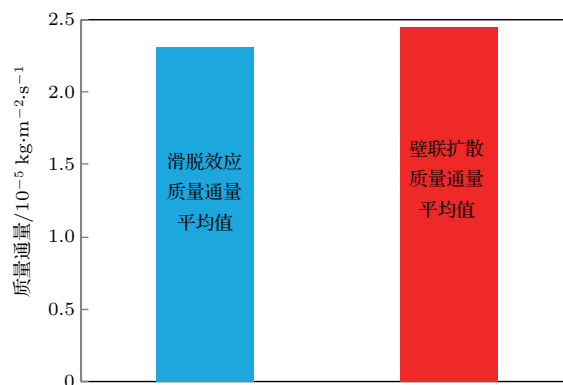


图8 滑脱和壁联扩散质量通量平均值对比

Fig. 8. Average values of mass flux of slippage and wall-associated diffusion.

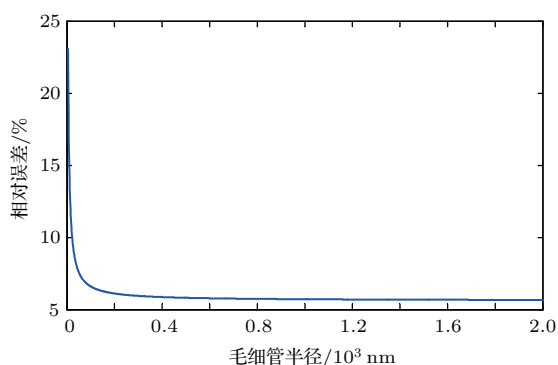


图9 质量通量相对误差随孔径的变化

Fig. 9. Graph of relative error of mass flux vs aperture.

综上理论和实例分析都表明, 壁联扩散和滑脱效应在流动计算中可互换而不重复叠加的耦合新方法是合理的, 在页岩气藏流动分析中, 视滑脱效应和壁联扩散在数量上等同可以满足工程计算的需要.

从上述结果可以看到, 壁联扩散描述了页岩气分子与壁面作用所产生的扩散机制, 它成为厘清滑脱和各种扩散关系的桥梁, 从而纠正和改进了目前页岩基质中气体流动能力的估算方法, 这是它的实际开发意义所在. 从研究意义上来看, 壁联扩散是滑脱的微观表述形式, 它从微观运动机制上将近孔道壁面气体分子对壁面发生相对运动的现象分为两大部分, 这两部分的受力机制和运动形态有显著差异, 因此壁联扩散不但具有形态描述功能, 还为从不同的力学机制来研究滑脱现象提供了可能. 另一方面的研究意义在于壁联扩散突破了滑脱流在高克努森数下不再适用的局限性, 因此在极小的纳米孔隙中, 当滑移流态不再适用的情况下, 从物理形态得出的壁联扩散能够为探索更高克努森数范围下的壁面周围气体流动形式提供思路, 即当N-S方程失效而Boltzmann方程和Burnett方程的高阶修正求解困难时, 可以从壁联扩散入手, 尝试运用分子模拟等方法探究极小纳米孔隙中的所谓“滑移现象”.

4 结 论

本文针对页岩气开发工作中的难点——基质流动中滑脱、扩散传输机理耦合的问题进行了研究. 提出了有效半径的概念, 考虑了吸附层页岩气分子直径对气体流动的影响. 结果表明, 在实际页岩气藏的计算中, 只有针对储层岩石孔径普遍与气

体分子直径量级相当时, 才需要运用有效孔径的概念, 而在其他的较大孔径范围内用孔径代入公式计算即可, 具体操作的选取需要视页岩孔径分布情况而定. 结果还显示, 随着孔径的变化, 在所研究的条件下克努森扩散对孔径的变化更加敏感, 因此当孔径发生变化时, 应更加注意克努森扩散的相应变化对流量的影响. 而在页岩气各种传输机理的耦合方法上, 还没有形成统一的观点, 因此需要提出新观点来改善现状. 故由微观运动机制提出了壁联扩散的概念, 来表征表面扩散和克努森扩散效应的总和, 并提出壁联扩散和滑脱效应在流动计算中可互换而不重复叠加的耦合新方法. 通过用典型页岩气藏的基础数据进行验证, 结果显示将滑脱效应和壁联扩散在数量上视为等同可以满足工程计算的需要. 壁联扩散的提出具有实际开发意义和多重研究意义, 新方法摒弃了过去由于流动机理混淆而造成的页岩纳米级孔隙中流动机理的重复叠加, 厘清了滑脱和各种扩散之间的关系, 能较好地改变基质中流动计算耦合方法不一致的现状, 因此避免了页岩基质中气体流动能力的不当估算, 由于页岩基质中的气体流动是长期生产速度的制约因素, 耦合方法的提出对页岩气实际开发具有重要的指导意义.

参考文献

- [1] Zhang L H, Guo J J, Tang H M 2014 *Development Foundation of Shale Gas Reservoir* (1st Ed.) (Beijing: Petroleum Industry Press) p1, pp61–63, p84 (in Chinese) [张烈辉, 郭晶晶, 唐洪明 2014 页岩气藏开发基础(第一版)(北京: 石油工业出版社) 第1页, 第61—63页, 第84页]
- [2] Deng J, Zhu W Y, Liu J X, Zhang Z, Ma Q, Zhang M, Deng K, Ma L 2013 *Nat. Gas Geosci.* **24** 456 (in Chinese) [邓佳, 朱维耀, 刘锦霞, 张贞, 马千, 张萌, 邓凯, 马丽 2013 天然气地球科学 **24** 456]
- [3] Yin D Y, Wang D Q, Zhang C L, Duan Y J 2015 *Open Pet. Eng. J.* **8** 203
- [4] Deng J, Zhu W, Ma Q 2014 *Fuel* **124** 232
- [5] Zhu W Y, Qi Q 2016 *Sci. Sin. Technol.* **46** 111 (in Chinese) [朱维耀, 元倩 2016 中国科学: 技术科学 **46** 111]
- [6] Lin M, Jiang W B, Li Y, Yi Z X, Zhang Z B 2015 *Bull. Mineral. Petrol. Geochem.* **34** 18 (in Chinese) [林珣, 江文滨, 李勇, 易智星, 张召彬 2015 矿物岩石地球化学通报 **34** 18]
- [7] Yao T Y, Huang Y Z, Li J S 2012 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **44** 990 (in Chinese) [姚同玉, 黄延章, 李继山 2012 力学学报 **44** 990]
- [8] Jiang B Y, Li Z P, Diwu P X, Liu G, Wang J N, Gan H H 2014 *Sci. Technol. Eng.* **14** 58 (in Chinese) [姜宝益,

- 李治平, 第五鹏祥, 刘刚, 王建宁, 甘火华 2014 科学技术与工程 **14** 58]
- [9] Swami V, Settari A 2012 *SPE Americas Unconventional Resources Conference* Pittsburgh, USA, June 5–7, 2012 p1
- [10] Javadpour F, Fisher D, Unsworth M 2007 *J. Can. Petrol. Technol.* **46** 55
- [11] Javadpour F 2009 *J. Can. Petrol. Technol.* **48** 16
- [12] Shabro V, Torres-Verdin C, Sepehrnoori K 2012 *SPE Annual Technical Conference and Exhibition* San Antonio, USA, October 8–10, 2012 p1
- [13] Wu K, Li X, Wang C C, Chen Z X, Yu W 2015 *AIChE J.* **61** 2079
- [14] Wu K L, Li X F, Chen Z X 2015 *Acta Petrol. Sin.* **36** 837 (in Chinese) [吴克柳, 李相方, 陈掌星 2015 石油学报 **36** 837]
- [15] Haghshenas B, Clarkson C R, Chen S 2013 *SPE Unconventional Resources Conference* Calgary, Canada, November 5–7, 2013 p1
- [16] Song H Q, Liu Q P, Yu M X, Wu P, Zhang Y 2014 *J. Univ. Sci. Technol. Beijing* **36** 139 (in Chinese) [宋洪庆, 刘启鹏, 于明旭, 吴鹏, 张雨 2014 北京科技大学学报 **36** 139]
- [17] Mi L D, Jiang H Q, Li J J 2014 *J. Natur. Gas Sci. Eng.* **20** 74
- [18] Mi L D, Jiang H Q, Li J J, Tian Y 2014 *Acta Petrol. Sin.* **35** 928 (in Chinese) [糜利栋, 姜汉桥, 李俊键, 田野 2014 石油学报 **35** 928]
- [19] Ai S, Cheng L S, Huang S J, Fu L B, Wang T, Du B J, Zhang J, Liu H J 2014 *Nat. Gas Geosci.* **25** 166 (in Chinese) [艾爽, 程林松, 黄世军, 傅礼兵, 王涛, 杜保健, 张晋, 刘红君 2014 天然气地球科学 **25** 166]
- [20] Li Y, Li X, Shi J, Wang H, Wu L 2014 *SPE Biennial Energy Resources Conf.* Port of Spain, Trinidad, June 9–11, 2014 p1
- [21] Jia P, Cheng L S, Huang S J, Xue Y C 2015 *SPE Asia Pacific Unconventional Resources Conference and Exhibition* Brisbane, Australia, November 9–11 2015 p1
- [22] Zhou X, Zhang S C, Ma X F, Zhang Y 2015 *Xinjiang Petrol. Geol.* **36** 612 (in Chinese) [周祥, 张士诚, 马新仿, 张焯 2015 新疆石油地质 **36** 612]
- [23] Roy S, Raju R, Chuang H F, Cruden B A, Meyyappan M 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 4870
- [24] Huang T, Guo X, Wang K 2015 *J. Chem.* **2015** 1
- [25] Klinkenberg L J 1941 *Drilling and Production Practice* (New York: American Petroleum Institute) p200
- [26] Li C L 2007 *Natur. Gas Ind.* **27** 85 (in Chinese) [李传亮 2007 天然气工业 **27** 85]
- [27] Wu Q F, Chen W F, Huang L, Shi Y Z 2004 *Rarefied Gas Dynamics* (1st Ed.) (Changsha: National University of Defense Technology Press) pp96–97 (in Chinese) [吴其芬, 陈伟芳, 黄琳, 石于中 2004 稀薄气体动力学 (第一版) (长沙: 国防科技大学出版社) 第96—97页]
- [28] Zhu G Y, Liu X G, Li S T, Huang Y Z, Hao M Y 2007 *Nat. Gas Ind.* **27** 44 (in Chinese) [朱光亚, 刘先贵, 李树铁, 黄延章, 郝明强 2007 天然气工业 **27** 44]
- [29] Bear J (translated by Li J S, Chen C X) 1983 *Dynamics of Fluids in Porous Media* (Beijing: China Architecture & Building Press) pp98–99 (in Chinese) [贝尔 J 著 (李竞生, 陈崇希译) 1983 多孔介质流体力学 (北京: 中国建筑工业出版社) 第98—99页]
- [30] Ge H K, Shen Y H, Song Y, Wang X Q, Jiang C F, Shi P, Wang H, Yang L 2014 *Nat. Gas Ind.* **34** 46 (in Chinese) [葛洪魁, 申颖浩, 宋岩, 王小琼, 姜呈馥, 史鹏, 王晖, 杨柳 2014 天然气工业 **34** 46]
- [31] Chen D X 2002 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **34** 96 (in Chinese) [陈代珣 2002 力学学报 **34** 96]
- [32] Brown G P, DiNardo A, Cheng G K, Sherwood T K 1946 *J. Appl. Phys.* **17** 802
- [33] Nie B S, Zhang L, Ma W F 2000 *Coal Geol. Explor.* **28** 20 (in Chinese) [聂百胜, 张力, 马文芳 2000 煤田地质与勘探 **28** 20]
- [34] Ziarani A S, Aguilera R 2012 *Transp. Porous Med.* **91** 239
- [35] Florence F A, Rushing J A, Newsham K E, Blasingame T A 2007 *Rocky Mountain Oil & Gas Technology Symposium* (Denver: Society of Petroleum Engineers) p1
- [36] Tian L, Xiao C, Liu M J, Gu D H 2014 *J. Northeast Petrol. Univ.* **38** 93 (in Chinese) [田冷, 肖聪, 刘明进, 顾岱红 2014 东北石油大学学报 **38** 93]
- [37] Ren F, Wang X H, Ren K, Li Q Q, Wang S S, Zhang L, Wang Y 2013 *Fault-Block Oil Gas Field* **20** 649 (in Chinese) [任飞, 王新海, 任凯, 李清泉, 王珊珊, 张磊, 王宇 2013 断块油气田 **20** 649]
- [38] Loucks R G, Reed R M, Ruppel S C, Jarvie D M 2009 *J. Sediment. Res.* **79** 848
- [39] Civan F 2010 *Porous Media and Its Applications in Science, Engineering, and Industry: 3rd International Conference* (Montecatini: AIP Publishing) p53
- [40] Ren N, Shu L, Hu Y Q, Zhao J Z 2014 *J. Southwest Petrol. Univ.* (Sci. Technol Ed.) **36** 111 (in Chinese) [任岚, 舒亮, 胡永全, 赵金洲 2014 西南石油大学学报 (自然科学版) **36** 111]
- [41] Song F Q, Zhang X, Huang X H, Long Y Q 2016 *Sci. Sin. Technol.* **46** 120 (in Chinese) [宋付权, 张翔, 黄小荷, 龙运前 2016 中国科学: 技术科学 **46** 120]
- [42] Li Q Q, Wang X H, Yin H, Ren F, Wang S S, Zhang L 2013 *J. Northeast Petrol. Univ.* **37** 91 (in Chinese) [李清泉, 王新海, 尹虎, 任飞, 王珊珊, 张磊 2013 东北石油大学学报 **37** 91]
- [43] Chen Q, Kang Y L, You L J, Yu Y F, Liu H L 2013 *Nat. Gas Geosci.* **24** 1298 (in Chinese) [陈强, 康毅力, 游利军, 俞杨烽, 刘洪林 2013 天然气地球科学 **24** 1298]
- [44] Wu K L, Li X F, Chen Z X 2015 *Sci. Sin. Technol.* **45** 525 (in Chinese) [吴克柳, 李相方, 陈掌星 2015 中国科学: 技术科学 **45** 525]
- [45] Sheng M, Li G S, Huang Z W, Tian S C 2014 *Acta Petrol. Sin.* **35** 347 (in Chinese) [盛茂, 李根生, 黄中伟, 田守增 2014 石油学报 **35** 347]
- [46] Do H D, Do D D, Prasetyo I 2001 *AIChE J.* **47** 2515
- [47] Clarkson C R, Haghshenas B 2013 *SPE Unconventional Resources Conference* Woodlands, USA, April 10–12, 2013 p1

- [48] Civan F, Rai C S, Sondergeld C H 2011 *Transport Porous Med.* **86** 925
- [49] Wang H Y, Ajao O, Economides M J 2014 *J. Nat. Gas Sci. Eng.* **21** 874
- [50] Guo W, Xiong W, Gao S S, Hu Z M 2013 *J. Cent. South Univ. (Sci. Technol.)* **44** 2836 (in Chinese) [郭为, 熊伟, 高树生, 胡志明 2013 中南大学学报(自然科学版) **44** 2836]
- [51] Sladek K J, Gilliland E R, Baddour R F 1974 *Ind. Eng. Chem. Fundam.* **13** 100
- [52] Curtis J B 2002 *AAPG Bull.* **86** 1921
- [53] Kuuskraa V A, Koperna G, Schmoker J W, Quinn J C 1998 *Oil Gas J.* **96** 67
- [54] Wang F P, Reed R M 2009 *SPE Annual Technical Conference and Exhibition* (New Orleans: Society of Petroleum Engineers) p1
- [55] Arkilic E B 1997 *Ph. D. Dissertation* (Cambridge: Massachusetts Institute of Technology)
- [56] Mosher K, He J, Liu Y, Rupp E, Wilcox J 2013 *Int. J. Coal Geol.* **109** 36
- [57] Dubinin M M, Astakhov V A 1971 *Russ. Chem. Bull.* **20** 8
- [58] Zhai Z Q, Wang X Q, Jin X, Sun L, Li J M, Cao D P 2014 *Energ. Fuel.* **28** 7467
- [59] Wang H, Wang X Q, Jin X, Cao D P 2016 *J. Phys. Chem. C* **120** 8986
- [60] Kuila U, Prasad M, Kazemi H 2012 *Proceedings of 9th Biennial International Conference and Exposition on Petroleum Geophysics* Hyderabad, India, February 16–18, 2012 p182

A new method for the transport mechanism coupling of shale gas slippage and diffusion*

Li Ya-Xiong^{1)2)3)†} Liu Xian-Gui²⁾³⁾ Hu Zhi-Ming²⁾³⁾ Gao Shu-Sheng²⁾³⁾
Duan Xiang-Gang²⁾³⁾ Chang Jin²⁾³⁾

1) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

2) (Institute of Porous Flow and Fluid Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Langfang 065007, China)

3) (Langfang Branch, PetroChina Research Institute of Petroleum Exploration and Development, Langfang 065007, China)

(Received 17 October 2016; revised manuscript received 31 March 2017)

Abstract

In view of the current status that different literature applies different coupling methods to the calculation of shale gas flow, and in order to clarify the relation between slippage and several diffusions, in this paper the slippage effect and various diffusions are analyzed first by theoretical analysis and mathematical models according to the definitions and the mechanisms of microscopic motions. Afterwards, allowing for the spatial effect of the adsorbed molecules on gas flow, the concept “wall-associated diffusion” is proposed for the first time to represent the gross effects of Knudsen diffusion and surface diffusion, and it is pointed out that wall-associated diffusion is equivalent to slippage effect. Therefore a new coupling way where wall-associated diffusion and slippage effect are replaceable and no superposition of them is needed in flow calculation, is proposed. The case study shows that when the capillary radius ranges from 5 nm to 2000 nm, the relative error between wall-associated diffusion and slippage effect mass flux is fairly small, namely less than 10% in the vast majority of the range. The difference between mean values of wall-associated diffusion and slippage effect mass flux in the whole aperture range is $1.4 \times 10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. That is, the relative error between the mean values is only 5.8%. Therefore, the new method satisfies the requirements for engineering calculations. Taking parameter selection, unfinished improvements in mathematical models of relevant mechanisms and other factors into account, there is some room for further promoting the verification of the proposed method. The development of wall-associated diffusion has practical significance and multiple research significance. And the new coupling way reveals the relation between slippage and diffusions, which prevents reduplicated superposition of shale gas flow mechanisms in nano-scale pores and can well change the status where the current coupling methods for shale gas flow are not consistent, thus specifying a new direction in the quantitative calculations for shale gas development.

Keywords: shale gas, diffusion, wall-associated diffusion, slippage

PACS: 47.61.-k, 47.57.eb, 47.45.Gx, 51.10.+y

DOI: 10.7498/aps.66.114702

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB228000).

† Corresponding author. E-mail: 18510284051@163.com